第 39 卷　第 5 期
2022 年 10 月

应　用　力　学　学　报
Chinese Journal of Applied Mechanics

Vol. 39 No. 5
Oct. 2022

文章编号:1000-4939(2022)05-0834-11

基于本征正交分解的脉冲射流尾迹分析

陈款[1],张艳华[2],雷玉昌[3],卢昂[3],张登成[2]

(1. 空军工程大学研究生院,710051 西安;2. 空军工程大学航空工程学院,710038 西安;
3. 中国人民解放军 95034 部队,533601 百色)

摘　要:基于雷诺平均 N-S 方程对脉冲射流作用下的翼型非定常流场进行数值模拟,采用本征正交分解(POD)方法对低频率、中等频率、高频率脉冲射流尾迹中涡结构的变化进行分析。结果表明:借助 POD 方法能够有效提取尾迹中小尺度涡结构的运动状态。POD 方法提取的低阶模态主要反映了尾迹中强度最大的尾涡静态分离结构,对应脉冲射流的主频成分,高阶模态则主要反映了尾涡内部或尾涡之间的流动状态,对应脉冲射流的高阶倍频成分,尾涡内部的相互拉伸包含频率范围较广,尾涡之间的牵引分解包含频率较为单一;低频率下尾迹中仅能提取到一对主要尾涡,高频率下尾迹中能提取到多对强度相当的尾涡;低频率下尾涡单一且相互作用简单,用前六阶模态即可表征流场结构,高频率下尾涡数量多且相互作用复杂,需要更高阶模态才能表征其流场结构。

关键词:脉冲射流;本征正交分解;尾迹;小尺度涡;数值模拟

中图分类号:V211.3　　**文献标志码:**A　　**DOI:**10.11776/j.issn.1000-4939.2022.05.004

Wake analysis of pulsed jet based on proper orthogonal decomposition

CHEN Kuan[1],ZHANG Yanhua[2],LEI Yuchang[3],LU Ang[3],ZHANG Dengcheng[2]

(1. Graduate School,Air Force Engineering University,710051 Xi'an,China;
2. Aeronautics Engineering College,Air Force Engineering University,710038 Xi'an,China;
3. 95034 Troops of the PLA,533601 Baise,China)

Abstract: The unsteady flow field of an airfoil under the action of pulsed jet is numerically simulated based on the Reynolds average N-S equation. The proper orthogonal decomposition (POD) method is used to analyze the variation of small-scale vortex structure in the wake of low-frequency,medium-frequency, and high-frequency pulsed jet. The results show that with the help of the POD method,the motion state of the wake small-scale vortex structure can be effectively extracted. The low-order modes extracted by the POD method mainly reflect the static separation structure of the wake vortex with the greatest intensity in the wake,corresponding to the main frequency component of the pulsed jet. The higher-order modes mainly reflect the flow state inside or between the wake vortices,corresponding to the high-order frequency doubling components of the pulsed jet. The mutual stretching within the wake vortex contains a wide range of frequencies,and the traction decomposition between the wake vortices contains a single frequency. Only a pair of main wake vortices can be extracted from the wake at low frequency,and many pairs of wake vorti-

收稿日期:2021-09-29　　**修回日期:**2022-06-29
通信作者:张艳华。E-mail: 1215436613@qq.com
引用格式:陈款,张艳华,雷玉昌,等.基于本征正交分解的脉冲射流尾迹分析[J].应用力学学报,2022,39(5):834-844.
CHEN Kuan,ZHANG Yanhua,LEI Yuchang,et al. Wake analysis of pulsed jet based on proper orthogonal decomposition[J]. Chinese journal of applied mechanics,2022,39(5):834-844.

ces with the same intensity can be extracted from the wake at high frequency. At low frequency, the wake vortex is single and the interaction is simple. The first six modes can be used to characterize the flow field structure. At high frequency, the number of wake vortices is large and the interaction is complex, so higher order modes are needed to characterize the flow field structure.

Key words: pulsed jet; proper orthogonal decomposition; wake; small-scale vortex; numerical simulation

飞行器上的襟翼、副翼等活动舵面一般用来改变机翼弯度，进而影响机翼表面气流的流动，实现控制机翼升力、改善气动特性的效果。活动舵面的出现在飞行器的发展历程中发挥了重要作用，但是复杂的舵面机械系统给飞行器带来了结构复杂、维护性和隐身性较差等一系列问题[1-2]。1904 年普朗特利用吸气的方式控制流体分离，主动流动控制技术研究从此开始逐步发展[3]。

主动流动控制技术是指主动控制流体在物体周围或者内部流动，对物体施加相对应的升力、阻力或力矩。相较于被动流动控制技术最明显的优点是可以根据运动过程中的实际条件，以最佳方式进行调节和控制，实现系统性能的改进[4]。目前国内外已经进行了大量关于主动流动控制射流的风洞实验和数值仿真。Jones 和 Engle 等[5-6]证明了采用环量控制的机翼可以获得与传统高升力相当，甚至更高的升力，该技术逐渐显现出缩短起飞着陆滑跑距离、提高飞行器机动性的优越性。兰利研究中心[7-8]设计了一种半跨模型，进行了主动射流控制技术的跨音速实验研究，研究表明后缘射流能够积极改变上翼面激波位置，减少流动分离。北约科技组织的 AVT-239 任务组[9-10]则以翼身融合体作为基本布局，设计了搭载主动射流控制技术的无人飞行器，正在进行相关稳定性和控制特性研究。国内的北京航空航天大学[11]、西北工业大学[12]、空军工程大学[13-14]等单位也在定常射流参数优化、增升减阻机理等方面进行了一定的实验和数值模拟研究。

但是，射流产生需要从发动机引气，导致额外的流量损失。近年来有学者提出了使用脉冲射流来代替定常射流[15]，由此来降低射流需要的质量流量和经济损失。2006 年在德国柏林召开的主动流动控制会议[16]总结了主动流动控制技术的优势和存在的问题。会议指出脉冲射流相较于定常射流能够提供相等甚至更高的控制能力，但是控制输入却要小的多。

脉冲射流通过周期性的输入来调节流场结构，作用下的流场往往具有复杂的流动特征，尾迹与外流相互作用，流场涡结构复杂。除了受激励频率影响之外，翼型绕流还存在尾缘涡脱落频率、边界层不稳定频率、气流再附时涡释放频率[17]等。本征正交分解方法（proper orthogonal decomposition, POD）是一种典型的模态分析方法，基于主成分分析的原理，它可以将流场用多个包含流场主要特征的本征模态来代替。本征模态的分解按照能量大小的顺序排列，不同的模态能够反映流场中的相关流动结构，往往前几阶模态就能反映出流场的主要特征。因而 POD 方法被广泛应用于非定常流场的降阶建模和多种流动问题的流场特性分析[18-19]。流场特性分析已经用于迎角分离状态下的翼型尾迹涡分析、抖振模态分析、涡波流场分析[20-22]等。

本研究基于雷诺平均 N-S 方程的数值模拟和 POD 方法，研究了不同脉冲频率作用下的后缘流场和尾迹涡的变化情况，对脉冲射流作用下的非定常流场进行分解，提取其主要的流动模态，分析其作用规律和发展趋势，对脉冲射流的理论分析和实际应用具有一定的指导意义。

1　数值计算方法与验证

本研究主要探讨有关低频脉冲射流的非定常问题，数值模拟方法可采用二维雷诺平均 Navier-Stokes 方程，其积分形式为

$$\frac{\partial}{\partial t}\iint_{\Omega}\boldsymbol{Q}\mathrm{d}V+\int_{\partial\Omega}\boldsymbol{F}_{\mathrm{C}}\cdot\boldsymbol{n}\mathrm{d}S=\int_{\partial\Omega}\boldsymbol{F}_{\mathrm{V}}\cdot\boldsymbol{n}\mathrm{d}S \qquad (1)$$

其中：$\boldsymbol{Q}$ 为流动变量；$\boldsymbol{F}_{\mathrm{C}}$ 和 $\boldsymbol{F}_{\mathrm{V}}$ 分别表示无黏性通量和黏性通量；$\boldsymbol{n}$ 为控制体面的外法线向量。流场求解采用商业软件 FLUENT，选取 k-w SST（sheer stress transport）湍流模型，该模型对于有较大逆压梯度的边界层流动、分离预测性能较好，采用有限体积法离散控制方程，无黏性通量采用三阶 MUSCL 格式，黏性通量采用二阶迎风格式离散。远场边界为压力远场，壁面边界采用无滑移壁面条件。

本研究采用文献[6]中的相关模型和实验数据，翼型相对厚度为 17%，弦长 $c=240$ mm，射流口高度 $h=0.001c$，垂直于翼型表面。图 1 为翼型外形相关参数。计算条件为：来流迎角 0°，来流速度

$V_\infty=30$ m/s，来流温度 $T=293.15$ K，雷诺数 $Re=500\ 000$；计算区域选取翼型弦长的 30 倍，网格剖分时采用结构网格，生成 O 型网格拓扑结构，边界层内第一层的网格高度约为 1×10^{-5} m，射流口附近第一层网格高度 2×10^{-6} m，保证第一层高度的 y^+ 均小于 1，以满足黏性底层的计算要求。网格总数约为 58 万，图 2 为翼型网格划分情况。网格的收敛性已在文献[23]得到验证。

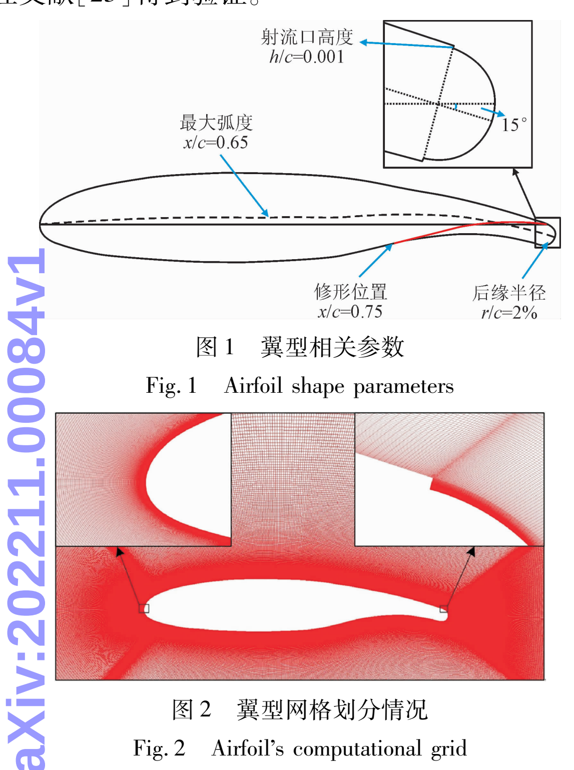


图 1　翼型相关参数

Fig. 1　Airfoil shape parameters

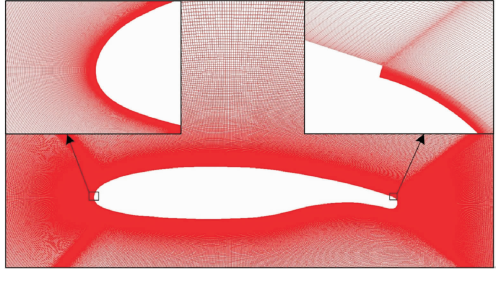


图 2　翼型网格划分情况

Fig. 2　Airfoil's computational grid

由于方波脉冲射流比传统的正弦脉冲射流效率更高，因此本研究采用方波脉冲射流进行相关研究。其中脉冲射流在一个周期对应下的射流速度为

$$V_{\text{jet}}(t)=\begin{cases}V_{\text{jet. max}} & t\in(t,t_{\text{open}})\\ V_{\text{jet. min}} & t\in(t_{\text{open}},T)\end{cases}\tag{2}$$

$$\text{DC}=\frac{t_{\text{open}}}{T}\tag{3}$$

式中：T 表示脉冲周期；t_{open} 表示一个脉冲周期中射流口产生射流的持续时间；DC 表示占空比；$V_{\text{jet. max}}$ 表示在一个周期中的射流最大速度；$V_{\text{jet. min}}$ 表示在一个周期中的射流最小速度。脉冲射流对应的时间平均动量系数定义为

$$C_\mu=\int_0^T\frac{\rho\,[V_{\text{jet}}(t)]^2h}{0.5\rho_\infty V_\infty^2S}\text{d}t\tag{4}$$

$$\dot{m}_{\text{av. jet}}=\int_0^T\rho V_{\text{jet}}(t)h\text{d}t\tag{5}$$

式中 $\dot{m}_{\text{av. jet}}$ 表示一个周期内流经射流出口处的时间平均质量流量。假定气流等熵膨胀至射流出口，远前方来流静压为射流出口静压。本研究所用脉冲射流的占空比 DC = 70%，射流速度 $V_{\text{jet. max}}=113.6$ m/s，动量系数 $C_u=0.02$。本研究后续研究均采用以上来流条件，仅改变射流脉冲频率。

目前公开的翼型高频射流实验结果较少，因此选择文献[6]中 35 Hz 脉冲频率作用下的相关结果进行验证。图 3 给出了 35 Hz 脉冲射流频率下的时均压力系数分布图。从图中来看，数值模拟得到的翼型上下表面的时均压力系数与实验结果基本吻合，表明本研究得到的仿真结果与实验数据相接近，数值模拟方法和网格能够满足相应的计算精度要求。图 4 给出了 35 Hz 脉冲频率下某一时刻的流场图，红线区域表示脉冲射流后方的尾迹区域。从流场图中看出，尾迹区域的小尺度涡很难通过流线图的方式表示出来，需要更精细的流场特性分析方法。本研究将借助 POD 方法分析图中红线所示尾迹区域小尺度涡结构的变化。

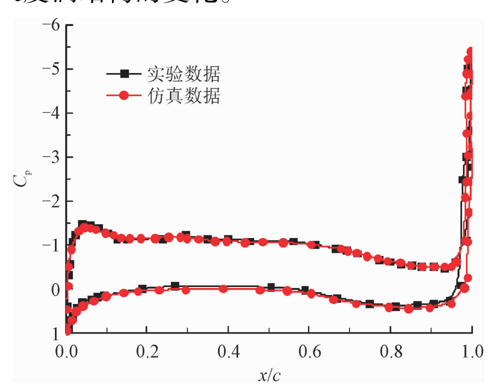


图 3　35 Hz 脉冲射流下压力系数分布对比

Fig. 3　Time-averaged pressure coefficient distribution at 35 Hz

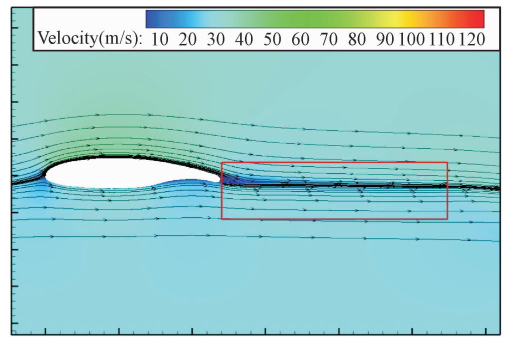


图 4　尾迹示意图

Fig. 4　Wake diagram

2　POD 方法

POD 方法通过将流场分解为若干空间正交模

态,并按照模态所含能量大小进行排序,能够实现对流场的降阶处理。POD 方法计算的核心思想就是寻找在数量集$\{V^n(x)\}$中的一组最优正交基$\{\varphi_1,\varphi_2,\cdots\}$,使得在$\{V^n(x)\}$中的元素在这组基上的投影最大,即求解以下最优解

$$H = \max_{\varphi(x)} \sum \frac{(\boldsymbol{V}(x),\boldsymbol{\varphi})^2}{\|\boldsymbol{\varphi}\|^2},\boldsymbol{\varphi}^{\mathrm{T}}\boldsymbol{\varphi} = I \tag{6}$$

其中,$(\cdot,\cdot)$表示向量间的内积运算;向量$\boldsymbol{\varphi}$为 POD 最优正交基。上式表示了数据集中所有元素的算术平均。对于数据量非常庞大的非定常流场而言,直接求解上述最优问题会非常困难。使用文献[24]提出的快照技术能够大幅度降低计算对于内存的消耗,提高计算效率。

针对具体的流场空间参数进行 POD 分析的过程如下。

设脉冲射流作用下的非定常流场的空间变量集为:$V^{(i)}(x,y,t(i))$。其中$x,y,t(i)$分别为非定常流场的横坐标、纵坐标和瞬时时刻。$V^{(i)}(x,y,t(i))$表示在$t(i)$时刻流场的空间变量,$i=1,2,3,\cdots,M$。将$V^{(i)}(x,y,t(i))$写为不同时刻的矩阵格式,即

$$\{\boldsymbol{V}(x,y,t(i))\}_{i=1}^{n} = [V_{cl}^{(1)} \quad V_{cl}^{(2)} \quad \cdots \quad V_{cl}^{(n)}] = \begin{bmatrix} V_{1,1}^{(1)} & V_{1,1}^{(2)} & \cdots & V_{1,1}^{(n)} \\ V_{1,2}^{(1)} & V_{1,2}^{(2)} & \cdots & V_{1,2}^{(n)} \\ \vdots & \vdots & \cdots & \cdots \\ V_{1,l}^{(1)} & V_{1,l}^{(2)} & \cdots & V_{1,l}^{(n)} \\ V_{2,l}^{(1)} & V_{2,l}^{(2)} & \cdots & V_{2,l}^{(n)} \\ \vdots & \vdots & \cdots & \cdots \\ V_{c,l}^{(1)} & V_{c,l}^{(2)} & \cdots & V_{c,l}^{(n)} \end{bmatrix} \tag{7}$$

利用上式可以将流场的二维空间坐标转换为适用于 POD 算法的一维坐标。首先将流场的空间变量分为时均值和脉冲值,即

$$\boldsymbol{V}(x,y,t_i) = \overline{V}(x,y,t_i) + \widetilde{V}(x,y,t_i) \tag{8}$$

然后将脉冲值$\widetilde{V}(x,y,t_i)$分解为N个本征正交模态$\boldsymbol{\varphi}_i(x,y)$及其对应时间系数$\boldsymbol{a}_i(t_i)$乘积的线性叠加,即

$$\widetilde{V}(x,y,t_i) = \sum_{j=1}^{N} \boldsymbol{a}_j(t_i)\varphi_j(x,y) \tag{9}$$

为了求解得到本征正交模态$\varphi_i(x,y)$,借助求解特征值的方法,定义相关矩阵$\boldsymbol{C}$:

$$\boldsymbol{C} = \boldsymbol{G}^{\mathrm{T}}\boldsymbol{G},$$

$$\boldsymbol{G} = [\widetilde{V}(x,y,t_1) \quad \widetilde{V}(x,y,t_2) \quad \cdots \quad \widetilde{V}(x,y,t_m)] \tag{10}$$

求解得到矩阵$\boldsymbol{C}$的m个特征值λ_1及其对应的特征向量$\boldsymbol{a}_i(t_i)$。由特征向量组成的时间系数矩阵$\boldsymbol{A}_i$为

$$\boldsymbol{A}_j = \Lambda[a_j(t_1) \quad a_j(t_2) \quad \cdots \quad a_j(t_n)] \tag{11}$$

根据奇异值分解,$\boldsymbol{U} = \boldsymbol{G}\boldsymbol{A}\Lambda^{-1}$,其中,$\Lambda = \mathrm{diag}(\sqrt{\lambda_m})$,求得的$\boldsymbol{U} = \{\varphi_1,\varphi_2,\cdots,\varphi_n\}$经过归一化处理后得到 POD 基函数$\boldsymbol{\varphi}_i(x,y)$。

再求得时间系数矩阵后也可以通过式求得相应的 POD 基为

$$\boldsymbol{\varphi}_j(x,y) = \frac{1}{N\lambda_j}\sum_{i=1}^{N}\boldsymbol{a}_j(t_i)(\widetilde{V}(x,y,t_i)) \tag{12}$$

根据特征值的大小可以对模态能量进行排序,则第j阶 POD 模态所含的流场能量占流场总能量比值为

$$E_j = \lambda_j / \sum_{j=1}^{m} \lambda_j \tag{13}$$

能量占比越高,包含的数量集原信息越完整,一般来说,只需要较少的低阶模态就能实现对原始数据的有效逼近,选用前k阶模态即可以筛选出主导流场结构的主要因素。

3　计算结果分析

3.1　流场的 POD 分解

图 5 给出了不同脉冲射流频率下的升力系数随时间的变化。低频率下(5 Hz),升力系数变化幅度较大,此时脉冲方波维持峰值射流速度时间较长,升力系数基本能够达到稳定射流时的大小,射流消失时,升力系数呈现断崖式下降,瞬间丢失掉约 60% 的升力,随后继续下降,直到下一周期峰值射流速度再次产生。中等频率下(50 Hz),升力系数变化幅度有所减小,射流消失后,升力系数的下降呈现不规则的折线状态,但仍然存在断崖式下降的过程。高频率下(200 Hz),升力系数的变化幅度进一步减小,此时射流消失后,升力系数随时间基本呈现线性下降的趋势,整体变化趋势较为规则。在 3/4T 时,在低频率和中等频率脉冲射流下,升力系数下降明显;而在高频率下,升力系数下降并不明显。图 6 给出了不同脉冲射流频率下升力系数变化的 FFT 分析图。其频率分布主要对应了射流主频和其高阶倍频,其中低频率对应的高阶倍频分布更广,在流动中存在更多高阶频率的成分。

利用POD方法进行脉冲射流作用下的翼型后缘尾迹的模态分解,POD分解的前30阶模态能量分布如图7所示,图7横坐标表示POD模态分解的阶数,纵坐标表示各阶模态特征值占总特征值的比例,即表示各阶模态所占能量比例。低频率下,一阶模态所占能量较高,前六阶模态占据总能量的99%;中等频率下,一阶模态所占能量降低,前十阶模态占据总能量的98.8%;高频率下,一阶模态所占能量进一步降低,前十阶模态占据总能量的99.4%。中等以及高频率下,一阶模态所占频率较低,需要更多的高阶模态才能表示脉冲射流的尾迹变化情况。

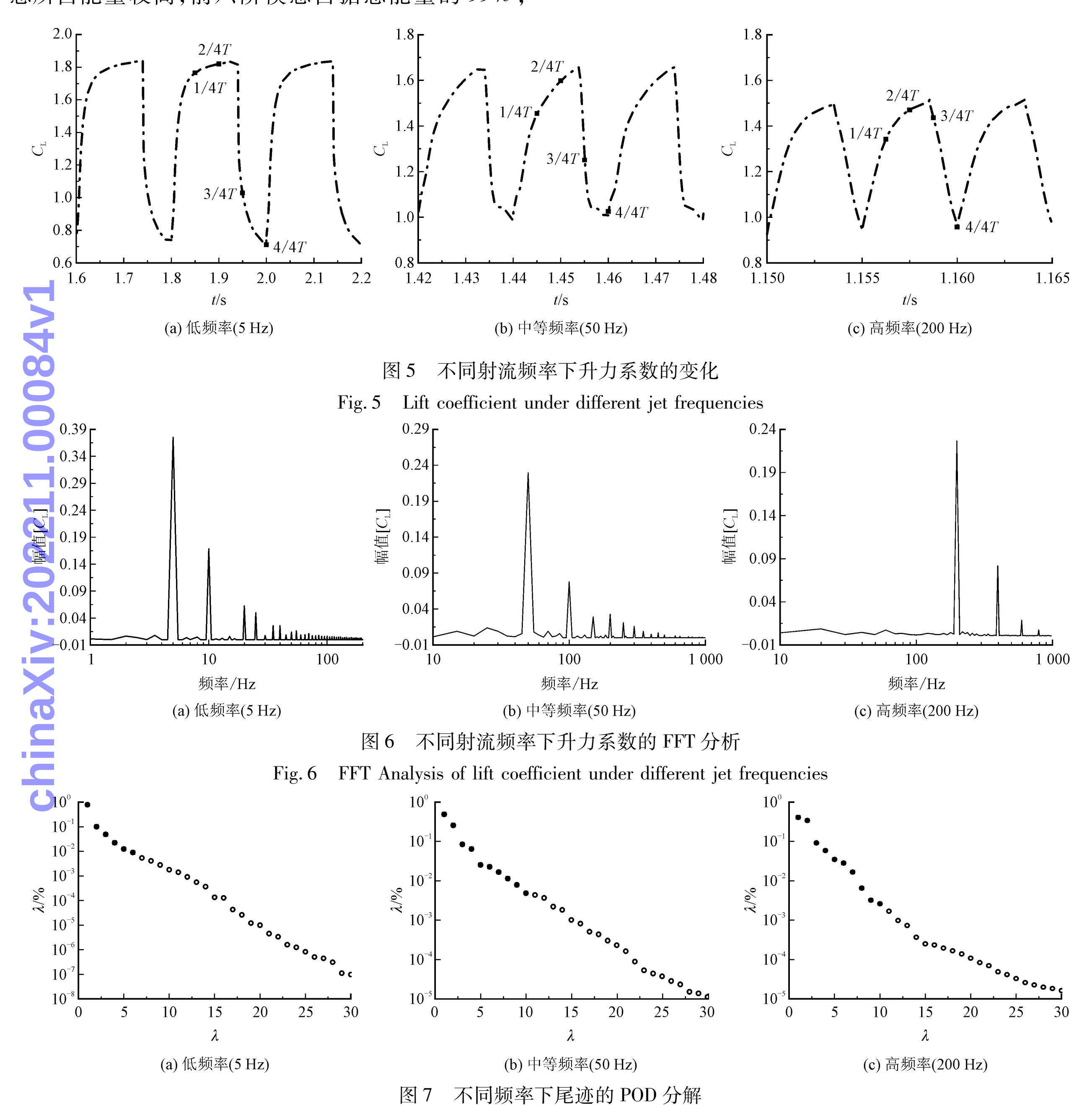


图5 不同射流频率下升力系数的变化

Fig. 5 Lift coefficient under different jet frequencies

图6 不同射流频率下升力系数的FFT分析

Fig. 6 FFT Analysis of lift coefficient under different jet frequencies

图7 不同频率下尾迹的POD分解

Fig. 7 POD decomposition of wakes at different jet frequencies

3.2 尾迹涡演化及POD模态分析

3.2.1 低频率

图8给出了在低频率(5 Hz)下,一个周期中8个瞬态后缘流场的流线图,其中T表示脉冲周期。在1/8T时刻,射流后方逐渐形成一对尾涡。进入2/8T时刻,射流基本达到稳定状态,射流后方形成完整的一对尾涡。从3/8T到5/8T时刻,射流和尾涡相对位置变化幅度很小,基本呈现稳定状态。进入6/8T时刻,射流消失,射流后方的尾涡被迅速吹

除,射流对于翼型下表面的阻拦作用消失,翼型下表面流线向上偏折,逐渐形成翼型后缘附体涡。当进入 7/8T 时刻,后缘流场基本达到无射流时的稳定状态。当进入 8/8T 时刻,射流再次产生,附体涡被压制,重新生成新的尾涡。总体来看,在一个脉冲周期内,尾涡和附体涡都经历了形成、发展、消失、再形成的过程。在低频率下,脉冲射流周期时间长,不管是射流产生还是消失,基本都能达到相对应的稳定状态。

图 9 给出了低频率下前六阶 POD 模态的速度云图,其中一阶模态表示尾迹中主要的静止尾涡,主要表示了脉冲射流的主频振荡结构,占据了整个低频脉冲射流尾迹的主要能量。第四阶模态中出现尾涡相互牵引振荡的迹象,但直到第六阶模态中尾迹仍未出现相互振荡的尾涡。结合上述周期中射流后方尾涡的变化情况,在低频率中一对尾涡被吹除并向后移动,由于下一对尾涡再脱落的时间周期较长,尾迹中仅包含这一对尾涡,这对尾涡相互牵引拉伸并逐渐在外流的作用下向后移动。低阶模态主要表示了该尾涡的主要静止状态,高阶模态主要体现了尾涡相互拉伸时的状态。图 10 给出了前六阶 POD 模态时间系数的频谱。POD 分解得到的模态往往包含多个模态,其中一阶模态主要反映了脉冲射流的主频,从二阶模态开始,高阶倍频占比逐渐增大,三、四、五阶模态中频率构成复杂,其峰值频率均为射流高阶倍频,与升力系数变化的 FFT 分析一致。值得一提的是,在六阶模态中,射流主频(5 Hz)仍然占据主要成分,这表明:尾迹中尾涡主要以射流主频为周期性运动频率,其高阶倍频主要反映了尾涡内部相互牵引拉伸的状态,与模态云图相一致。

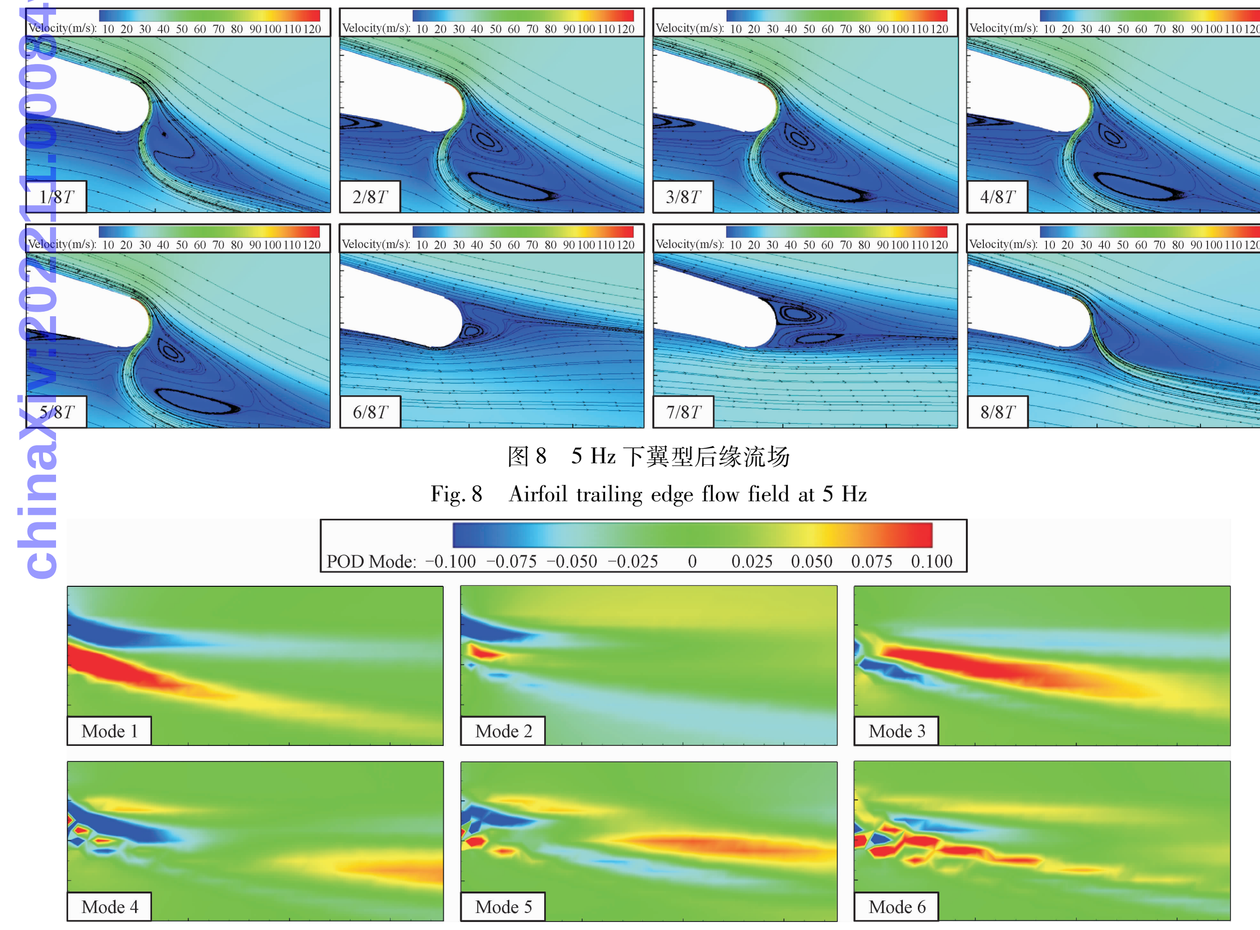


图 8　5 Hz 下翼型后缘流场

Fig. 8　Airfoil trailing edge flow field at 5 Hz

图 9　5 Hz 下翼型后缘尾迹的 POD 模态分解

Fig. 9　POD mode decomposition of wake at 5 Hz

3.2.2　中等频率

图 11 给出了在中等频率(50 Hz)下一个周期中 8 个瞬态后缘流场的流线图。不同的是,由于射流持续时间短,并不能移动到稳定状态时的位置,射流后方的尾涡强度也较低,仅仅能够达到低频率下 1/8T时刻的状态。当进入 6/8T 时刻时,由于射流的迟滞效应,射流口处的射流最先消失,下方的射流由于得不到进一步补充,逐步被翼型下表面的外流吹

除,此时后缘涡系复杂,既有仍未被吹除的射流后尾涡,又有因为射流口处射流消失而先产生的附着涡,因此导致中等频率下射流消失后的升力系数变化复杂。当进入 7/8T 时刻时,此时后缘流动状态与低频率下 6/8T 时刻相似,翼型下表面流线向上偏折。当进入 8/8T 时刻时,射流产生,此时由于后缘流场并未达到无射流时的稳定状态,附体涡被压制的过程更加明显。总体来看,中等频率在射流消失后的后缘涡系变化与低频率差别较大。

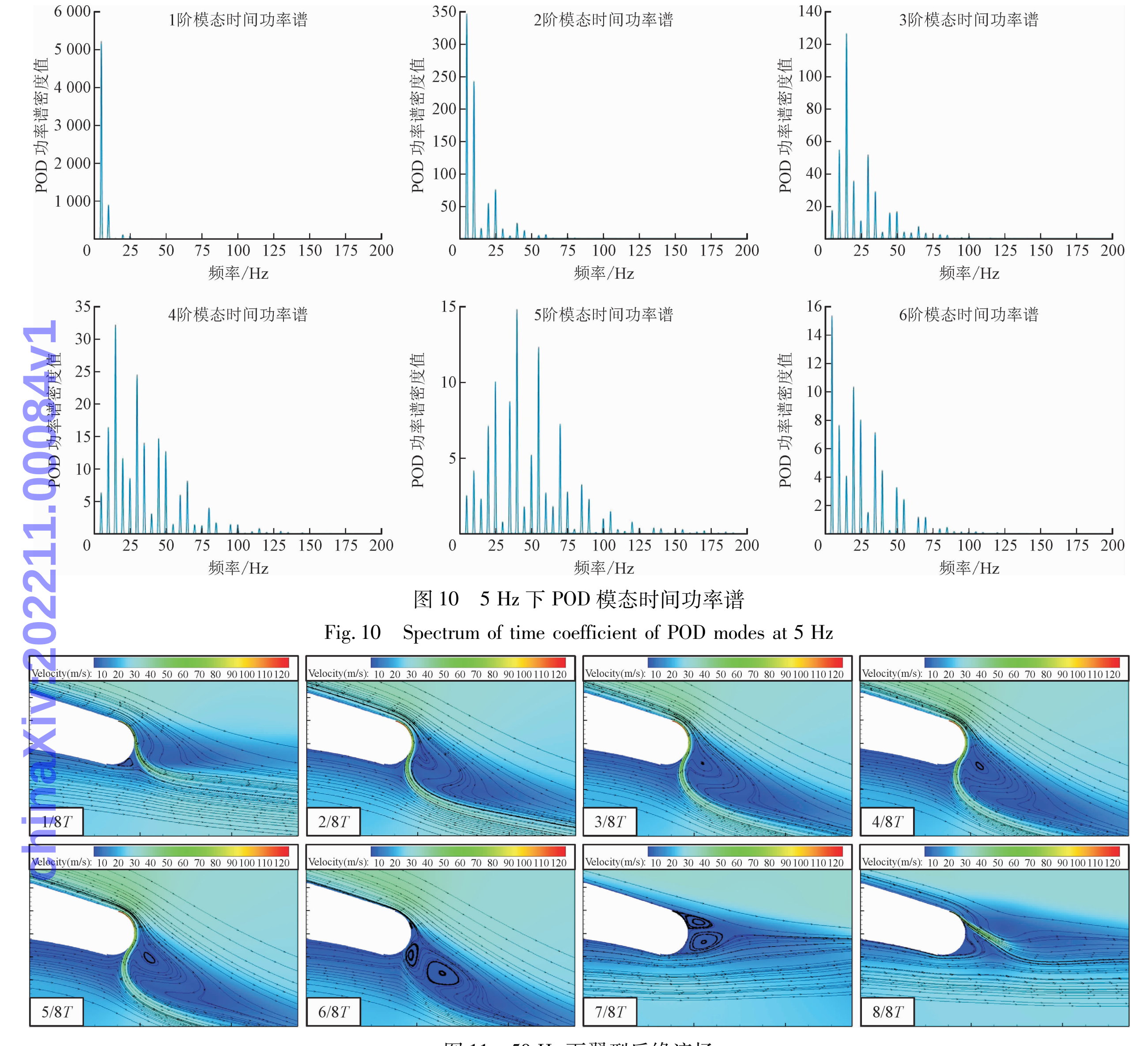


图 10　5 Hz 下 POD 模态时间功率谱

Fig. 10　Spectrum of time coefficient of POD modes at 5 Hz

图 11　50 Hz 下翼型后缘流场

Fig. 11　Airfoil trailing edge flow field at 50 Hz

图 12 给出了中等频率下前六阶 POD 模态的速度云图,前两阶模态仍然表示尾涡的主要静止状态,从第三阶模态开始,尾迹中的尾涡逐渐呈现相互振荡的状态。这表明中等频率下,尾迹中存在多对尾涡,但是只存在强度最大的一对尾涡,其余尾涡正处于进入尾迹或者消散的阶段。前两阶模态表示了主要尾涡的强度占总强度的 70% 以上。图 13 给出了前六阶 POD 模态时间系数的频谱。与低频率时的频谱分布图相比较,中等频率下的频谱分布图更加直观。一、二阶模态中主频占绝对主要成分;三、四阶模态中二倍频占绝对主要成分;五、六阶模态中三倍、四倍频占绝对主要成分。

3.2.3　高频率

图 14 给出了在高频率(200 Hz)下,一个周期中 8 个瞬态后缘流场的流线图。高频率下的射流持续时间非常短暂,因此导致附着涡的压制较为明显,而

射流尾涡的生成则需要更长的时间尺度，直到 5/8T 时刻，依附在射流后方的尾涡尚未完全生成。当进入 6/8T 时刻，由于射流的迟滞效应，此时射流后方的尾涡才基本生成，由于缺乏尾涡系的相互牵引，因此并未形成中等频率下复杂的后缘涡系。当进入 7/8T 时刻时，射流完全消失，翼型下表面流线开始向上偏折，在尚未形成完整的附着涡之前，射流重新产生（8/8T 时刻）。总体来看，高频率下，对于附体涡的压制以及尾涡的产生被放慢，射流消失后的迟滞效应变明显。相较于中等频率而言，射流消失后的复杂尾涡系消失，迟滞效应使升力系数断崖式下降这一现象消失。

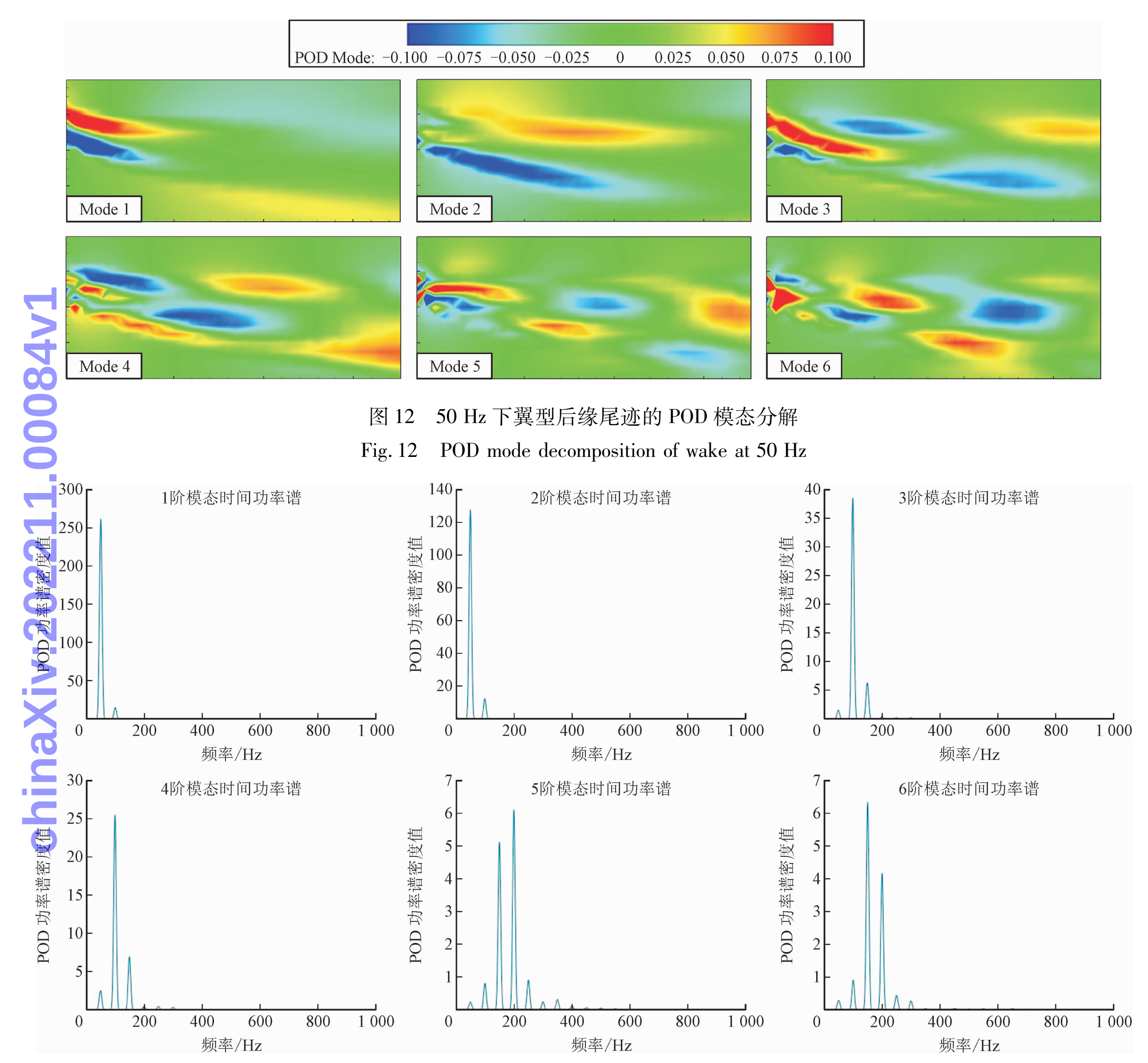


图 12　50 Hz 下翼型后缘尾迹的 POD 模态分解

Fig. 12　POD mode decomposition of wake at 50 Hz

图 13　50 Hz 下 POD 模态时间功率谱

Fig. 13　Spectrum of time coefficient of POD modes at 50 Hz

图 15 给出了高频率下前六阶 POD 模态的速度云图，与低频率和中等频率不同的是，高频率下前两阶模态就表示了多对尾涡的相互振荡状态，且强度基本相当。三阶和四阶模态则表示了更多尾涡的相互振荡状态，这其中包含了部分由于尾涡相互诱导而产生分解的漩涡，五阶和六阶模态则呈现了更为复杂的尾涡相互运动状态。图 16 给出了前六阶 POD 模态时间系数的频谱。POD 分解得到的各阶模态中尾涡运动频率的分离变得更加明显，其中只有五阶模态涉及到了多个高阶倍频成分。这表明在高频射流的尾迹中，一对尾涡中相互牵引拉伸的运动状态减弱，多对尾涡的相互牵引分解的运动状态增强。

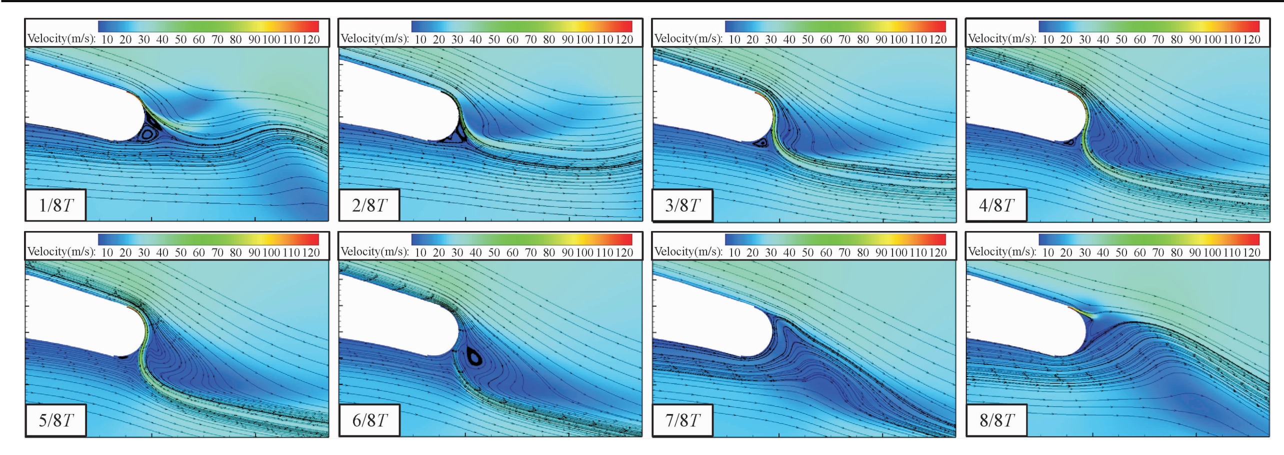


图 14 200 Hz 下翼型后缘流场

Fig. 14 Airfoil trailing edge flow field at 200 Hz

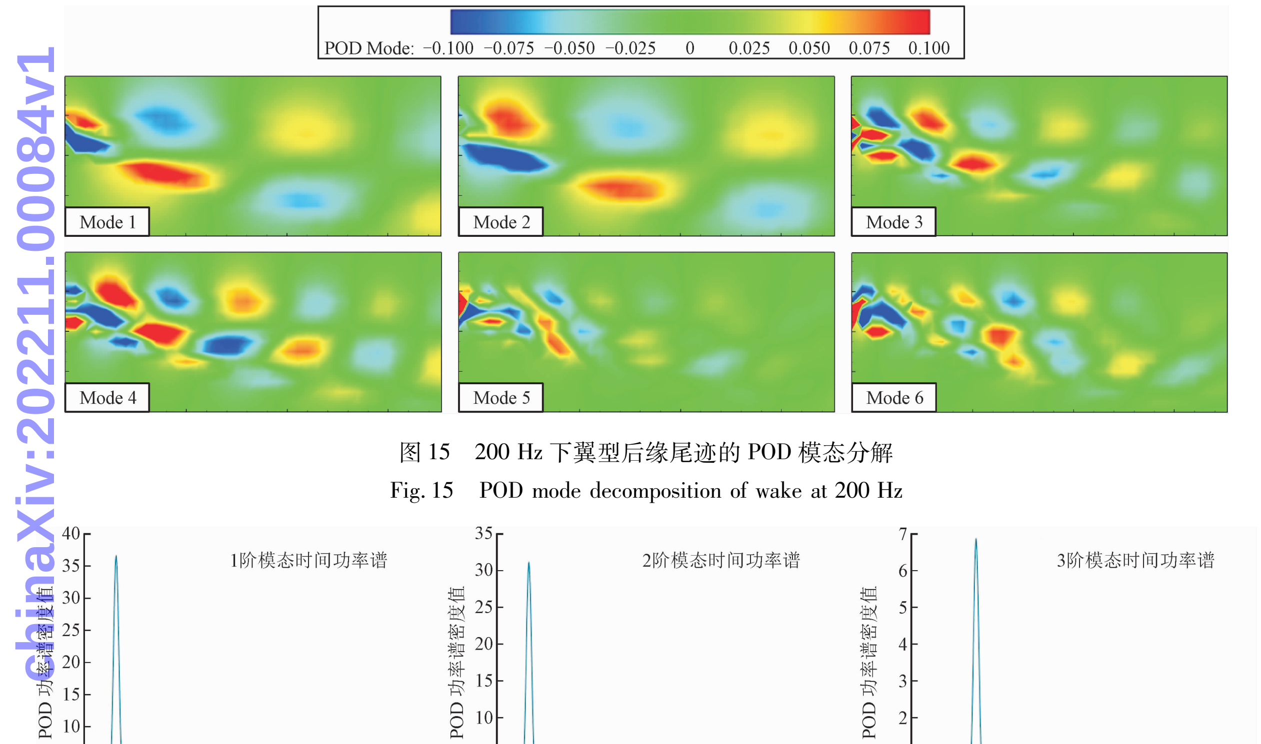


图 15 200 Hz 下翼型后缘尾迹的 POD 模态分解

Fig. 15 POD mode decomposition of wake at 200 Hz

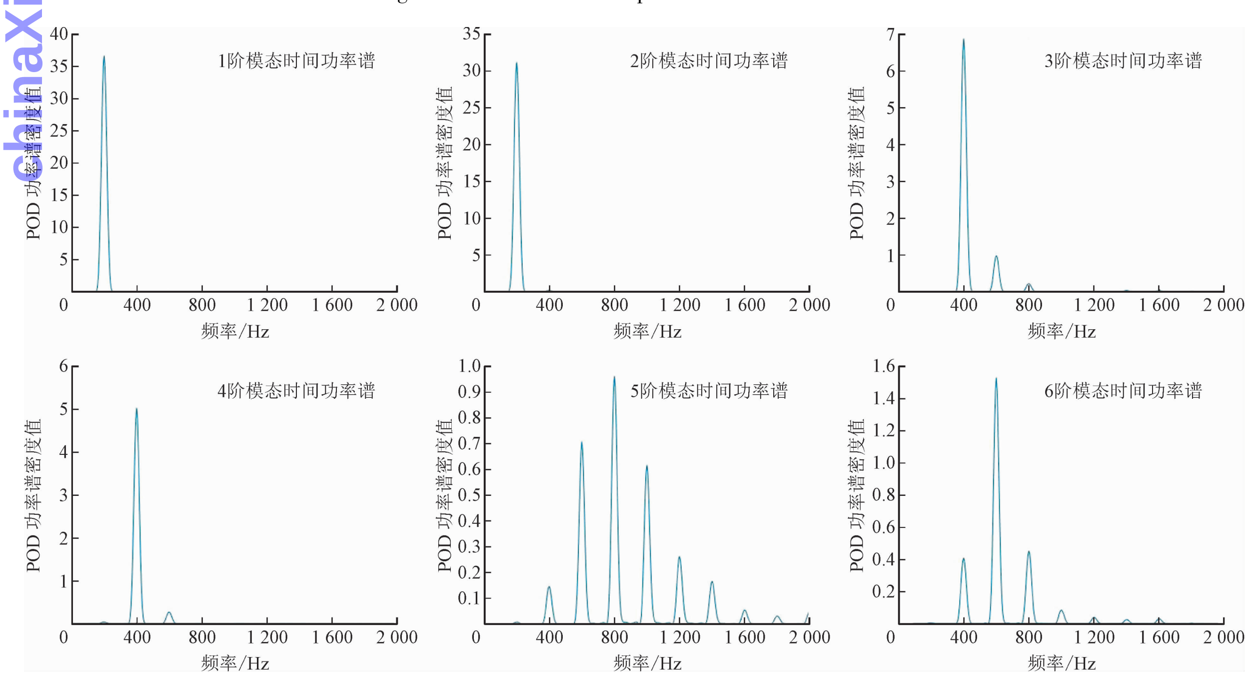


图 16 200 Hz 下 POD 模态时间功率谱

Fig. 16 Spectrum of time coefficient of POD modes at 200 Hz

综上所述,低频射流状态下脉冲射流周期较长,尾迹中往往只存在一对尾涡;中等频率下存在多对尾涡,但仅有一对强度较大;高频率下存在多对尾涡,且强度基本相当。POD 分解得到的低阶模态反映了脉冲射流尾迹中主频对应的流场结构,而高阶模态则反映了高阶倍频对应的流场结构。主频对应的尾涡主要反映了脉冲射流频率的影响,高阶倍频对应的尾涡不仅体现了脉冲射流频率的影响,还体现了尾迹中尾涡内部或者尾涡之间的相互影响。

4　结　论

本研究对施加脉冲射流的翼型进行非定常数值模拟,并借助 POD 方法对不同频率脉冲射流作用下的尾迹进行了分析,得到以下结论。

1)高频脉冲射流作用下,射流消失后的迟滞效应变明显,导致升力系数断崖式下降这一现象消失。

2)POD 方法提取到的低阶模态主要反映了尾迹中强度最大的尾涡静态分离状态,对应脉冲射流主频的流场结构,高阶模态则主要反映了尾涡内部或尾涡之间的相互运动状态,对应脉冲射流高阶倍频的流场结构。

3)对于尾迹中仅含一对尾涡的低频率射流,用较少的模态即可表示其流动状态,对于尾迹中包含多对尾涡的高频率射流,则需要更多的模态才能够表示其流动状态。高频率射流作用下的尾迹流场更加复杂多变。

4)高频射流下由 POD 方法分解得到的各阶模态频谱图中频率分离情况较好,高阶模态中不再包含主频成分,尾涡之间分解的运动状态增强,尾涡内部相互牵引的运动状态减弱。

5)对于低频射流而言,升力系数变化幅度较大,且尾迹中存在一个时间跨度较大的尾涡,很难应用于具体的飞行器上,对于高频射流而言,升力系数变化幅度较小,尾迹中存在多个时间跨度较小的尾涡。研究表明:翼型大迎角失速流动状态的尾迹中同样存在大量小尺度尾涡[25]。因此利用高频射流调节翼型大迎角流动时的分离涡具有一定应用前景。

参考文献:

[1] 孙全兵,史志伟,耿玺,等. 基于主动流动控制技术的无舵面飞翼布局飞行器姿态控制[J]. 航空学报,2020,41(12):190-199.
SUN Q B,SHI Z W,GENG X,et al. Attitude control of flying wing aircraft without control surfaces based on active flow control[J]. Acta aeronautica et astronautica Sinica,2020,41(12):190-199 (in Chinese).

[2] 付志杰,许和勇,杜海,等. 基于环量控制的虚拟舵面机翼气动特性计算研究[J]. 航空科学技术,2020,31(5):11-22.
FU Z J,XU H Y,DU H,et al. Investigation on flapless wing based on circulation control[J]. Aeronautical science & technology,2020,31(5):11-22(in Chinese).

[3] 王万波,姜裕标,黄勇,等. 脉冲吹气对无缝襟翼翼型气动性能的影响[J]. 航空学报,2018,39(11):37-48.
WANG W B,JIANG Y B,HUANG Y,et al. Influence of pulse blowing on slotless flap airfoil aerodynamic characteristics[J]. Acta aeronautica et astronautica Sinica,2018,39(11):37-48(in Chinese).

[4] GAD-EL-HAK M. Flow control: passive, active, and reactive flow management[M]. Cambridge: Cambridge University Press,2000.

[5] JONES G S,LIN J C,ALLEN B G,et al. Overview of CFD validation experiments for circulation control applications at NASA[C]// Proceedings of the International Powered Lift Conference. London: Royal Aeronautical Society,2008:22-24.

[6] JONES G,ENGLAR R. Advances in pneumatic controlled high lift systems through pulsed blowing[C]//Proceedings of the 21st AIAA Applied Aerodynamics Conference. Orlando,Florida: AIAA,2003:1-14.

[7] JONES G S,MILHOLEN W E,CHAN D T,et al. A sweeping jet application on a high Reynolds number semi-span supercritical wing configuration[C]//Proceedings of the 35th AIAA Applied Aerodynamics Conference. Denver,Colorado: AIAA,2017:3044.

[8] JONES G S,MILHOLEN W E,CHAN D T,et al. Development of the circulation control flow scheme used in the NTF semi-span FAST-MAC model[C]//Proceedings of the 31st AIAA Applied Aerodynamics Conference. San Diego,CA : AIAA,2013:3048.

[9] WARSOP C,WILLIAM J C. NATO AVT-239 task group: Flight demonstration of fluidic flight controls on the MAGMA subscale demonstrator aircraft[C]//Proceedings of the AIAA Scitech 2019 Forum. San Diego,California: AIAA,2019:1-20.

[10] WARSOP C,CROWTHER W,FORSTER M. NATO AVT-239 task group: Supercritical coanda based circulation control and fluidic thrust vectoring[C]//Proceedings of the AIAA Scitech 2019 Forum. San Diego,California: AIAA,2019:0044.

[11] 朱自强,吴宗成. 环量控制技术研究[J]. 航空学报,2016,37(2): 411-428.
ZHU Z Q,WU Z C. Study of the circulation control technology[J]. Actaaeronautica et astronautica Sinica,2016,37(2):411-428 (in Chinese).

[12] 姜裕标,张刘,黄勇,等. 内吹式襟翼环量控制翼型升力响应特性[J]. 航空学报,2018,39(7):64-72.

JIANG Y B, ZHANG L, HUANG Y, et al. Lift response characteristics of a circulation control airfoil with internally blown flap[J]. Acta aeronautica et astronautica Sinica, 2018. 39(7): 64-72 (in Chinese).

[13] 李林,张艳华,张登成,等. 激励器位置影响环量控制翼型气动特性的实验研究[J]. 高电压技术, 2018, 44(12): 4061-4070.
LI L, ZHANG Y H, ZHANG D C, et al. Experimental study on effect of actuation position on circulation control airfoil aerodynamic characteristics[J]. High voltage engineering, 2018, 44(12): 4061-4070 (in Chinese).

[14] 雷玉昌,张登成,张艳华,等. 超临界翼型的双射流环量控制研究[J]. 飞行力学, 2020, 38(4): 16-21.
LEI Y C, ZHANG D C, ZHANG Y H. et al. Circulation control of double jet flow on supercritical airfoil[J]. Flight dynamics, 2020, 38(4): 16-21(in Chinese).

[15] WARSOP C, CROWTHER W J. Fluidicflow control effectors for flight control[J]. AIAA journal, 2018, 56(10): 3808-3824.

[16] KING R. Active flow control[M]. Berlin: Springer Press, 2007.

[17] RAJU R, MITTAL R, CATTAFESTA L. Dynamics of airfoil separation control using zero-net mass-flux forcing[J]. AIAA journal, 2008, 46(12): 3103-3115.

[18] WALTON S, HASSAN O, MORGAN K. Reduced order modelling for unsteady fluid flow using proper orthogonal decomposition and radial basis functions[J]. Applied mathematical modelling, 2013, 37(20/21): 8930-8945.

[19] WINTER M, BREITSAMTER C. Efficient unsteady aerodynamic loads prediction based on nonlinear system identification and proper orthogonal decomposition[J]. Journal of fluids and structures, 2016, 67: 1-21.

[20] 谢海润,吴亚东,欧阳华,等. 基于本征正交分解和动态模态分解的尾涡激振现象瞬态过程的模态分析[J]. 上海交通大学学报, 2020, 54(2): 176-185.
XIE H R, WU Y D, OUYANG H, et al. Modal analysis of wake induced vibration transient process based on POD and DMD[J]. Journal of Shanghai Jiao Tong University, 2020, 54(2): 176-185 (in Chinese).

[21] 寇家庆,张伟伟,高传强. 基于 POD 和 DMD 方法的跨声速抖振模态分析[J]. 航空学报, 2016, 37(9): 2679-2689.
KOU J Q, ZHANG W W, GAO C Q. Model analysis of transonic buffet based POD and DMD method[J]. Acta aeronautica et astronautica Sinica, 2016, 37(9): 2679-2689 (in Chinese).

[22] 刘阁,陈彬,金兴,等. 槽道内涡波流场的 POD 分析[J]. 计算力学学报, 2019, 36(2): 190-198.
LIU G, CHEN B, JIN X, et al. Proper orthogonal decomposition study on vortex wave field behavior of channel flow[J]. Chinese journal of computational mechanics, 2019, 36(2): 190-198 (in Chinese).

[23] 郑无计,张登成,张艳华,等. 超临界翼型射流环量控制的数值计算[J]. 航空计算技术, 2014, 44(3): 92-95, 100.
ZHENG W J, ZHANG D C, ZHANG Y H, et al. Numerical calculation of circulation control by blowing on supercritical airfoil[J]. Aeronautical computing technique, 2014, 44(3): 92-95, 100(in Chinese).

[24] EVERSON R, SIROVICH L. Karhunen-Loeve procedure for gappy data[J]. Journal of the optical society of America A, 1995, 12(8): 1657-1664.

[25] 叶坤,叶正寅,武洁,等. 基于 DMD 方法的翼型大迎角失速流动稳定性研究[J]. 空气动力学学报, 2018, 36(3): 518-528.
YE K, YE Z Y, WU J, et al. Stability of stalled flow field at high angle of attack based on DMD method[J]. Actaaerodynamica Sinica, 2018, 36(3): 518-528 (in Chinese).

(编辑 黄崇亚 史淑英)